Über die kalorimetrische Absolutmessung des elektrolytischen Leitvermögens für hochfrequenten Wechselstrom

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Hohen Philosophischen Fakultät
der Philipps-Universität zu Marburg

vorgelegt von

Eduard Justi
aus Hongkong (China)

Marburg 1929

1 9 2 9

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Als Dissertation angenommen am 23. Januar 1929
Berichterstatter: Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Grüneisen
Tag der mündlichen Prüfung: 23. Januar 1929
Gedruckt mit Genehmigung der Fakultät

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“
5. Folge, Band 2, Heft 1. 1929

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Problemstellung

Nach der klassischen Maxwellschen Theorie müssen alle Leiter der Elektrizität undurchsichtig sein, weil die eindringende elektromagnetische Energie des Lichtes in Joulesche Wärme umgesetzt wird. Damit steht im Widerspruch, daß viele Elektrolyte, die Gleichstrom und langsamen Wechselstrom gut leiten, lichtdurchlässig sind. Dieser Umstand erklärt sich, wie E. Cohn(1) zuerst bemerkte, ganz ungezwungen nach dem Faradayschen Gesetz, wonach die Elektrizitätsleitung in Elektrolyten mit der Bewegung der trägen Masse der Ionen verknüpft ist, die groß gegen die Ladung ist und daher sehr schnellen Schwingungen nicht mehr folgen kann.

Ist nun für das Auge beispielsweise Seewasser gleich durchsichtig wie das um mehrere Größenordnungen schlechter leitende Süßwasser, so muß man annehmen, daß irgendwo in dem Frequenzbereich zwischen den Schwingungen, die man bei Messungen nach der Kohlrauschmethode benutzt, und den Schwingungen des sichtbaren Lichtes die Leitfähigkeit der Elektrolyte um einige Größenordnungen sinkt.

Wenn auch E. Cohn diese Änderung der Leitfähigkeit aus theoretischen Gründen, die unseren heutigen Vorstellungen nicht mehr entsprechen, erst bei höheren Frequenzen erwartete, so sprechen doch anscheinend verschiedene Umstände dafür, daß dieser Vorgang sich schon im Schwingungsbereich der drahtlosen Telegraphie abspielt. Diese Vermutung sprach zuerst Heinrich Hertz(2) aus, später F. Kiebitz(3) und in letzter Zeit F. Ollendorff(4). Besonders legen die Versuche

von J. H. Rogers und dem amerikanischen Bureau of Standards (5) mit Untererd- und Unterwasserantennen diese Vermutung nahe. Rogers konnte nicht nur zeigen, daß man mit unterirdischen Antennen senden und empfangen kann, sondern daß auch drahtloser Verkehr mit untergetauchten Unterseebooten möglich ist; der anfänglichen Ablehnung durch die Fachleute als nach den bekannten Extinktionsformeln unmöglich steht die Tatsache gegenüber, daß heute alle amerikanischen Uboote mit Unterwasserantennen arbeiten, und zwar auf kurzen Wellen, die eigentlich am meisten extingiert werden müßten.

In Aufsätzen, die nach Abschluß der vorliegenden Arbeit erschienen, untersuchen Debye und Falkenhagen (15) die Dispersion der Leitfähigkeit der Elektrolyte, die durch die sog. Relaxationszeit entsteht. Diese Änderungen fallen in einen höheren Frequenzbereich und sind zu gering, um für die Probleme der drahtlosen Telegraphie etwas zu bedeuten. In dieser Arbeit soll lediglich untersucht werden, ob für die Ausbreitung der Wellen der drahtlosen Telegraphie andere Werte maßgebend sind als die niederfrequent gemessenen.

Die Meßmethode

Ein Leitfähigkeitsgefäß, wie es gewöhnlich zur Messung nach Kohlrausch benutzt wird, stellt eine Kapazität dar, die durch die unbekannte Dielektrizitätskonstante eingefüllter, gut leitender Salzlösungen in unbekannter Weise erhöht wird. Mit Hilfe der einfachen Wechselstromgesetze läßt sich berechnen, daß der Verschiebungsstrom in diesem Gefäß den zu messenden Leitungsstrom der Größe nach für hochfrequente Schwingungen nicht nur erreicht, sondern sogar übertreffen kann. Der Verschiebungsstrom im Leitfähigkeitsgefäß muß also hierbei kompensiert werden, dabei erhält man aber, wie Nernst (8) angibt, ein recht flaches Minimum. Dazu kommt, daß eine Hochfrequenzbrücke, die 30 Jahre später mit den vervollkommneten Mitteln der Hochfrequenztechnik von H. Bruun (18) entwickelt wurde, eine größere Fehlergrenze aufweist, als sie Nernst angibt. Abgesehen von diesen Schwierigkeiten ist die Deutung des Meßresultates nach unseren heutigen Anschauungen nicht so einfach, weil sich bei diesen hohen Frequenzen der Skineffekt störend bemerkbar machen könnte.

Man müßte die vollständige Telegraphengleichung für den Fall des Leitfähigkeitsgefäßes integrieren, wobei wieder die Dielektrizitätskonstante des Elektrolyten einginge. Außerdem liegen keine Beobachtungen über den Einfluß der Gefäßwände auf die Ausbildung des Skineffektes hierbei vor. Der gleiche Einwand ist gegen die Relativmeßmethode von Erskine (6) zu erheben.

Um den Einfluß des Verschiebungsstromes zu vermeiden und eine einfach integrierbare Differentialgleichung ohne das Eingehen der Dielektrizitätskonstante benutzen zu können, wird nach der vorliegenden Methode die Leitfähigkeit kalorimetrisch gemessen; da nämlich in einem vollkommenen Dielektrikum der Verschiebungs- im Gegensatz zum Leitungsstrom keine Wärmeentwicklung bewirkt, so folgt daraus die angegebene Vereinfachung der Auswertung.

Die vorliegenden Theorien der induktiven Heizung, die die Abhängigkeit der Erwärmung eines koaxial in einer Spule befindlichen zylindrischen Leiters in Abhängigkeit von der Frequenz der an die Spule angeschlossenen Wechselstromquelle, von der Windungsdichte und Länge der Spule, der Leitfähigkeit, der Permeabilität und dem Durchmesser des Zylinders, der primär eingebrachten Energie sowie etwaigen sonstigen Faktoren darstellen (9, 10, 11, 12), wurden zunächst auf ihre Zuverlässigkeit an Metallen geprüft, die nach den Versuchen von Hagen und Rubens in diesem Frequenzbereich noch konstante Leitfähigkeit haben, und es ergab sich dabei, daß man aus der Theorie von Fischer und Wever (11) mit einigen Korrektionen die Leitfähigkeit des Probekörpers berechnen kann.

Zur Theorie der induktiven Heizung

Fischer und Wever (11) leiten ihre Formeln für die induktive Heizung aus den Maxwellschen Grundgleichungen unter folgenden Voraussetzungen ab: der Versuchskörper steht koaxial in der Heizspule und ist gleichlang wie diese; die Spule ist kurz gegen die Wellenlänge, aber lang gegen den Durchmesser des Probekörpers; die Felder sind rotationssymmetrisch und haben in der Achse ein Extremum; am Zylindermantel gilt die übliche, aus dem Energieprinzip folgende Grenz-

bedingung, die Steighöhe der Spulenwindungen ist vernachlässigbar.

Setzt man formal die in dem zu heizenden Zylinder entwickelte Wärmemenge gleich $0{,}239 \cdot I^2 \cdot R \cdot t$ cal, wobei I die in der Spule fließende Effektivstromstärke und t die Dauer der Heizung in Sekunden bedeutet, so heiße die so definierte Größe R der Belastungswiderstand; unter den oben angegebenen Voraussetzungen ist dieser proportional der Zylinderlänge l. Seine genaue Größe pro Zentimeter Zylinderlänge wird durch nichtelementare Formeln angegeben, die man für zwei praktisch wichtige Argumentbereiche von Frequenz × Leitfähigkeit elementar genügend genau approximieren kann.

Für kleine Werte von Frequenz × Leitfähigkeit, wie sie bei den Elektrolyten vorkommen, berechnen Fischer und Wever den Belastungswiderstand zu:

$$R = 8\pi \cdot \varkappa (\pi^2 \cdot r_0^2 \cdot w \cdot f \cdot \mu)^2 \cdot l \cdot 10^{-9} \text{ Ohm}; \tag{1}$$

für große Werte dieses Arguments, wie sie bei der hochfrequenten Heizung von Metallen auftreten, ist

$$R = 4\pi^2 \cdot w^2 \cdot r_0 \sqrt{\frac{f\mu}{\varkappa}} \cdot l \cdot 10^{-9} \text{ Ohm}. \tag{2}$$

Dabei bedeuten $\varkappa$ die Leitfähigkeit des Heizkörpers in el.m. E., f die Frequenz in sec^{-1} (Hertz), w die Windungsdichte der Spule in cm^{-1}, r_0 den Halbmesser des zylindrischen Heizkörpers und μ seine Permeabilität.

Versteht man unter c die spez. Wärme des Heizkörpers, unter ΔT die Zunahme seiner Temperatur und ε seine Dichte, so ist offenbar die in ihm entwickelte Wärmemenge in cal

$$Q = 0{,}239 \cdot I^2 \cdot R \cdot t = \pi r_0^2 \cdot l \varepsilon \cdot c \, \Delta T. \tag{3}$$

Da in R die Leitfähigkeit enthalten ist, so kann man diese aus Gleichung (3) für hochfrequenten Strom durch Messung von Temperaturen, Längen, Zeiten, Frequenzen, Stromstärken, Dichten und spez. Wärmen bestimmen; dabei muß man jedoch durch Heizversuche, bei denen nur die Frequenz verändert wird, feststellen, ob sich die mit R proportionalen ΔT wie $\sqrt{f}$ oder f^2 verhalten, d. h. ob man sich in einem der durch (1) oder (2) gekennzeichneten Bereiche befindet, der die elementare Berechnung von Absolutwerten

für den Belastungswiderstand bzw. die Leitfähigkeit gestattet. Das Zwischengebiet dieser beiden Approximationen wurde bei den Messungen gemieden, um stets übersichtliche Resultate zu erhalten.

Der verlangsamte Anstieg der Erwärmung für wachsende Werte von $\varkappa \cdot f$ läßt sich physikalisch so deuten, daß zwar wie beim gewöhnlichen Transformator die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis mit dem Quadrat der Frequenz wächst, von gewissen Leitfähigkeitswerten an der Skineffekt aber beinahe ebenso schnell zunimmt und so den Widerstand des Sekundärsystems vermehrt.

Es möge hier auf eine mathematische Ungenauigkeit hingewiesen werden, die möglicherweise bei der Theorie der induktiven Heizung zu falschen Zahlenwerten führt. Integriert man z. B., wie Strutt(10), die Telegraphengleichung und stellt eine Ungleichung auf, der zufolge der Verschiebungsstrom in dieser Differentialgleichung klein ist gegen den Leitungsstrom, so braucht diese Ungleichung durchaus nicht auch für das Integral zu bestehen. Ist aber diese Vernachlässigung zulässig, so muß man für die Umgebung des Zylinders eine andere Vernachlässigung annehmen, und zwar darf man hier bestimmt den Leitungsstrom gegen den Verschiebungsstrom streichen.

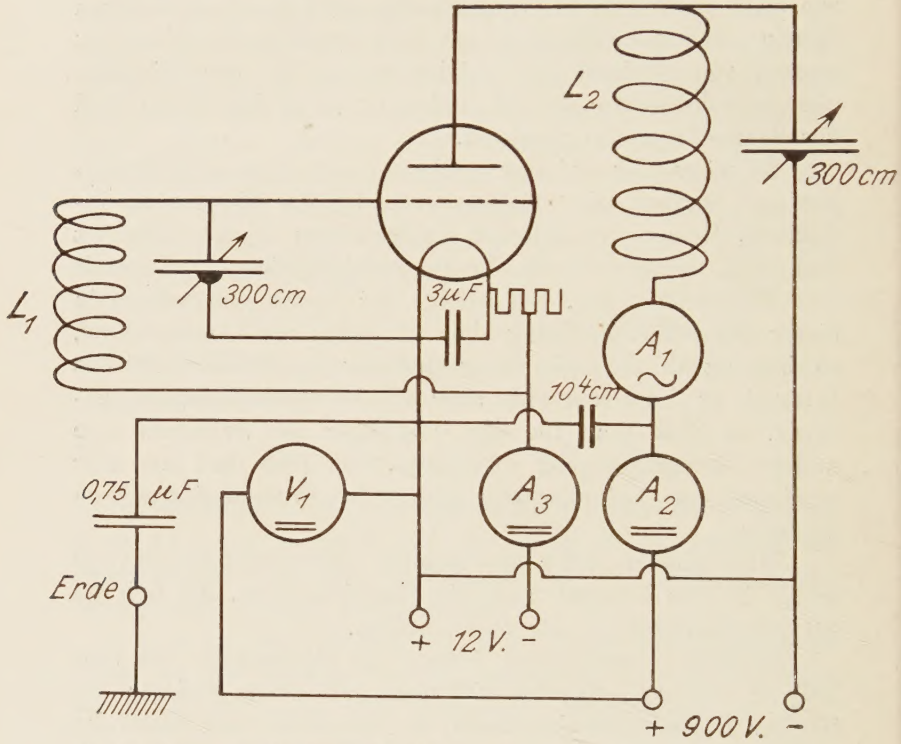
Man kommt dann zu anderen Grenzbedingungen und erhält in dem Integral auch die Energieverluste, die sich als Strahlungswiderstand der Spule äußern.

Zugleich bietet dieser Ansatz die Möglichkeit, die Umhüllung des zu heizenden Zylinders mit einem Isolator beliebiger Dielektrizitätskonstante zu behandeln und somit die den tatsächlichen Verhältnissen und Grenzbedingungen entsprechende Energiebilanz zu erhalten.

Der Sender zur Erzeugung des hochfrequenten Wechselstromes

Von den versuchten Senderschaltungen bewährte sich am besten die von Huth-Kühn, die auch wegen ihrer bekannten Oberschwingungsfreiheit vorgezogen wurde(14) (Fig. 1). Als Röhren wurden die Typen Telefunken RS 4 und RS 17 verwendet. Zunächst wurde die Konstanz des Anodenwechselstromes untersucht, und es stellte sich dabei heraus, daß

die Anodenspannung sehr konstant gehalten werden muß, und daß aus diesem Grunde die Spannungserzeugung durch rotierende Umformer versagt; brauchbar erwiesen sich nur Akkumulatoren, die wegen der beim Laden verspritzten Säureteilchen in einem besonderen Raum untergebracht wurden. Die Varta-Akkumulatoren von 1 Amp.-Stunde Kapazität waren



Die Schaltung des Senders. L_1 Gitterspule, L_2 Anodenspule, A_1 Anodenstrom-Hitzdrahtamperemeter, A_2 Anodengleichstromamperemeter, A_3 Heizstromamperemeter, V_1 Anodenspannungsvoltmeter

Fig. 1

zu je 25 Zellen auf einem Grundbrett mit Asphalt festgegossen. Von diesen 50-Voltkästen wurden 18 Stück hintereinander und eine gleiche Batterie parallel geschaltet, so daß die Gesamtkapazität 2 Amp.-Stunden bei 900 Volt betrug. Die Batterie war mit einem Schalter verbunden, der die 2·900 Volt mit einem Handgriff in 6·300 Volt zur Ladung

am 440-Volt-Lichtnetz umzuschalten gestattete. Die Batterie verlangte eine gute Wartung in bezug auf gute Kontakte, Säurestand und Säuredichte und blieb dann bei mehreren Versuchen auf etwa 3 Volt konstant. Täglich vor der ersten Messung wurde die Batterie etwa 15 Min. mit etwa 50000 Ohm belastet, um die anfängliche Überspannung wegzubringen. Als Widerstand diente dabei die Röhre selber, wobei in der Senderschaltung nur die Anodenkreisspule mit einem Draht überbrückt zu werden brauchte. Die Belastung der Batterie ließ sich dann sehr bequem durch Drehen des Heizwiderstandes regeln.

Die Heizbatterie hatte 12 Volt und 100 Amp.-Stunden; die Ladestromstärke war so groß, daß auch ohne Reservebatterie keine langen Betriebspausen auftraten. Sie mußte nicht nur täglich vor den Versuchen belastet werden, wie die Anodenbatterie, sondern vor jeder Messung, so daß sie meist den ganzen Tag über eingeschaltet blieb. Dauerte die erste Belastung kürzer als etwa 40 Min., so hatte man ein Ausschlagen des Anodenwechselstromamperemeters über den Bereich zu befürchten, was die Eichung eines Hitzdrahtinstrumentes ändern kann; auch ist es bei schnellem Absinken des Anodenstromes nicht möglich, einen hinreichend genauen Mittelwert für die Auswertung der Messung einzusetzen.

Ganz besondere Aufmerksamkeit muß man dem Regulierwiderstand im Heizkreis widmen, hängt doch die Emission des Rohres etwa von der 4. Potenz des Heizstromes ab. Selbst die gebräuchlichen Präzisionsschiebewiderstände versagten hier, und nur ein Drehwiderstand aus einem alten Telefunkenröhrensender erwies sich als brauchbar, indem er auf mechanische Erschütterungen, wie z. B. Auftreten auf den Fußboden, nicht reagierte.

Die Drehkondensatoren waren zur Erhöhung der Frequenzstabilität in Blech gekapselt; als Dielektrikum diente Luft, um durch Vermeiden von Dielektrikumsverlusten den Strom in der Anodenspule möglichst groß zu machen.

Der Anodenwechselstrom wurde mit einem Hochfrequenzhitzdrahtamperemeter von H. & B. gemessen, dessen Skala in Milliampere geteilt war. Seine Frequenzabhängigkeit wurde, den Angaben der Fabrik entsprechend, als vernachlässigbar

angenommen; Versuche mit anderen Typen ergaben dieselben Resultate. Der hierbei gemessene Strom ist ein pulsierender Gleichstrom, von dessen Quadrat man, um bei der Auswertung der Theorie zu entsprechen, das der Gleichstromkomponente abziehen muß, die in einem Drehspulinstrument gemessen wurde.

Infolge der Phasenverschiebung von beinahe 180° zwischen dem Strom in der Spule und dem im Kondensatorzweig ist der abgelesene Wechselstrom erheblich größer als der Anodengleichstrom, und da im Spulenzweig das Hitzdrahtamperemeter den Hauptwiderstand bildet, so ändert sich beim Auswechseln dieses Instrumentes der Strom etwa wie der Meßbereich.

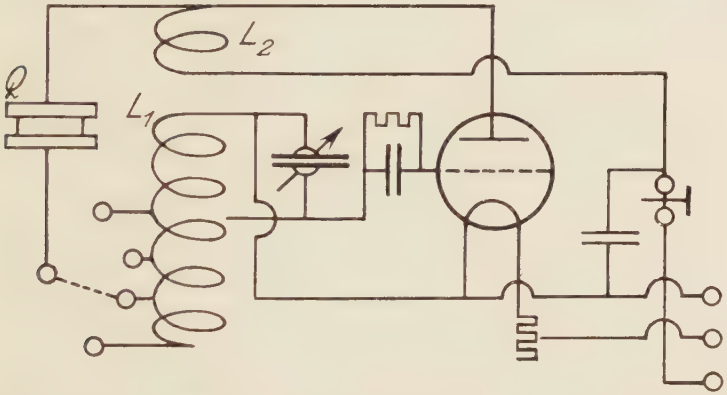
Die Frequenz des Senders (19) hängt sowohl vom Anoden- wie vom Gitterkreis ab, und man hat somit die Möglichkeit, dieselbe Frequenz bei verschiedenen Kondensatorstellungen der beiden Kreise und auch verschiedenen Anodenstromstärken zu erhalten. Bei manchen Einstellungen ändert sich der Anodenstrom und mit ihm die Frequenz sehr stark, wenn man sich dem Amperemeter nähert, um es abzulesen.

Auf den Wellen 120,15 m, 100,82 m und 74,55 m wurde die Frequenz und ihre Konstanz mit Quarzresonatoren festgestellt, die von Loewe nach einem Normal der P.T.R. geeicht waren. Da die Oberschwingungen dieser Kristalle keine ganzzahligen Vielfachen der Grundschwingung darstellen, und die Schwingungen geradzahliger Ordnung bei der vorhandenen Fassung nicht ausgebildet sind, wurde zur Kontrolle der Welle 50,41 m ein Hilfssender mit 100,82 m in der Grundschwingung erregt und dessen erste Oberschwingung mit der Grundschwingung des Meßsenders zur Interferenz gebracht. Dazu wurde der Hauptsender zuerst mit einem Resonanzwellenmesser ungefähr auf 50 m eingestellt, darauf genauer, indem die Schwebungen mit dem quarzkontrollierten Hilfssender gleichgerichtet, verstärkt, einem Lautsprecher zugeführt und der hörbare Differenzton möglichst tiefgehalten wurde, jedenfalls unter 1000 Hertz.

Beim Bau des Hilfssenders waren die ersten Versuche, die Resonatoren mit kleinen Röhren, die weder große Batterien benötigen, noch viel störende Wärme entwickeln, zu betreiben erfolglos. Anscheinend war die Feldstärke in der von Loewe

angegebenen Schaltung, bei der der Kristall parallel zum Gitterkreis einer rückgekoppelten Verstärkerröhre liegt, bei Verwendung normaler Lautsprecherröhren zu klein.

Um nun eine größere Wechselspannung zu erhalten, wurde die Gitterspule als Autotransformator ausgebildet und die Rückkoppelungsspule mit einbezogen. An die Anode schaltet man einen Pol des Kristalls, den anderen an einen der in Fig. 2 gezeichneten Kontakte, bis gerade Leuchten bei Resonanz auftritt. Von der Resonanz kann man sich am Telephon T außerdem nach der Cadyschen Methode überzeugen. Legt



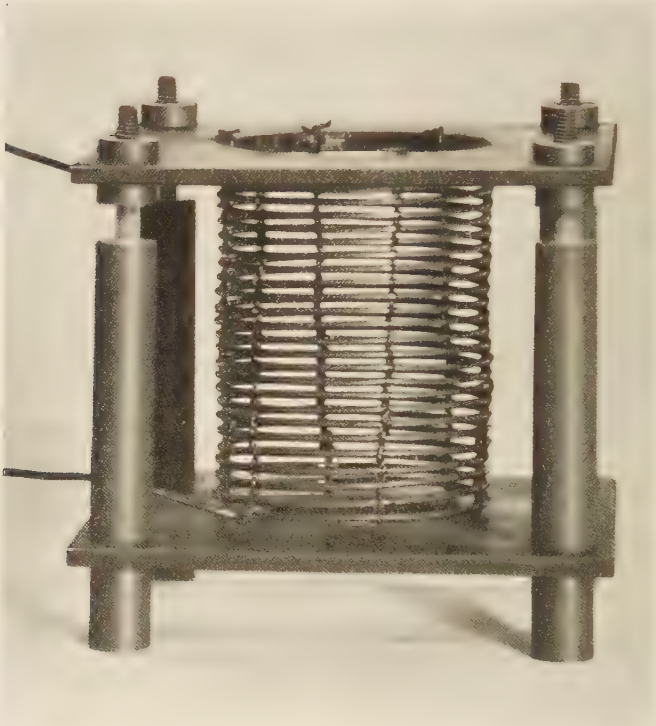
Schaltung des Hilfssenders, in dem ein gewöhnliches Verstärkerrohr einen Quarzresonator zum Leuchten bringt. L_1 Gitterspule (Autotransformator), L_2 Rückkopplungsspule, Q Quarzresonator

Fig. 2

man durch falsche Wahl eines Kontaktes am Gitterkreis eine zu hohe Wechselspannung an den Kristall, so leuchtet das Gas in dem Glaskolben in weitem Bereich um die Resonanzstelle, was die schnelle Orientierung über die Frequenz des Hilfssenders sehr erschwert. Als Röhre bewährte sich durch ihre Frequenzkonstanz am meisten die Valvo-A. 408.

Mit der benutzten Huth-Kühnschen Schaltung kann man nicht zu sehr viel schnelleren Schwingungen als $6 \cdot 10^6$ gelangen, ohne den unten beschriebenen Wärmeschutz zu beseitigen. Eine Methode, statt der Erwärmung des Elektrolyten die Änderung der Wellenlänge des Senders zu messen, schei-

terte daran, daß das Gefäß mit dem Elektrolyten als eine Parallelkapazität zum Schwingungskreis wirkte und so bei manchen Elektrolyten eine Änderung der Frequenz nicht auftrat, indem die Verminderung der Selbstinduktion durch Rück-



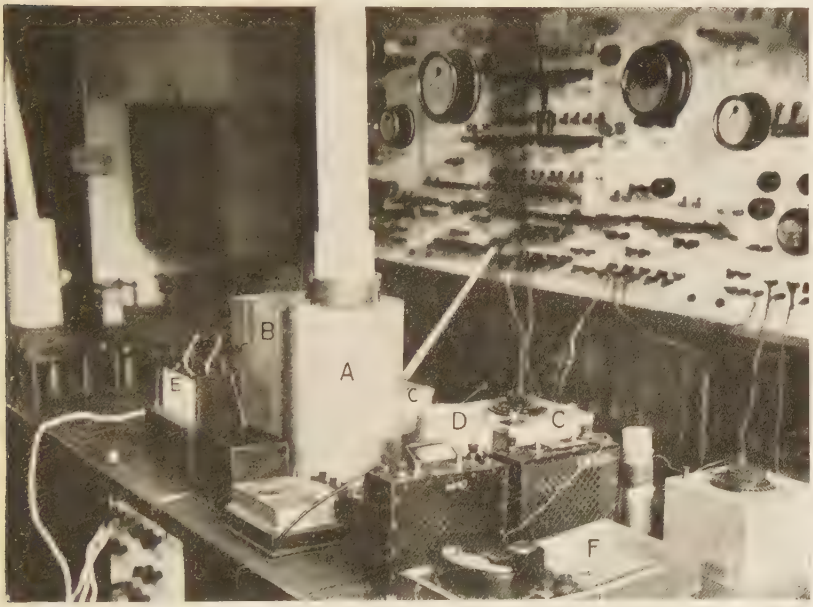
Ansicht der körperlosen Anodenkreisspule
Fig. 3

wirkung durch die gleichzeitige Vermehrung der Parallelkapazität ausgeglichen wurde.

Wie man aus dem Schaltschema, Fig. 1 ersieht, sind alle nur Gleichspannung führenden Teile möglichst an Erde gelegt; das geschah aus Sicherheitsgründen, weil sich sonst bei langen Serien von Messungen ein versehentliches Berühren Hochspannung führender Teile nicht vermeiden läßt. Von dem beschriebenen Sender wurden zwei Exemplare benutzt, teils zur Beschleunigung der Messungen, teils um zu bestätigen, daß

dieselbe Messung in verschiedenen Versuchsanordnungen dieselben Resultate ergibt.

Die Anodenkreisspule, die aus den unten erwähnten Gründen keinen Körper haben darf, wurde aus 2-mm Kupferrohr zunächst auf einen Zylinder von etwa 4 cm Durchmesser gerollt, wonach sie mit etwa 6 cm Durchmesser aufsprang. Hierauf wurde diese Spirale auf ein Messingrohr von 6,1 cm Durchmesser gewickelt, das parallel zur Achse alle 60° Schlitze



Ansicht des Senders. *A* Wattemantel der Senderöhre, *B* der Anodenkreisspule, *C* Drehkondensatoren, *D* Gitterspule, *E* Hitzdrahtamperemeter, *F* Anodenspannungsvoltmeter

Fig. 4

im Mantel enthielt, die etwas länger als die Spule waren. Durch diese Schlitze hindurch wurde nun jede Windung an die nächste genäht, so daß man zum Schluß eine sechsfach genähte Spule erhielt, deren Steighöhe durch die Dicke des verwendeten Fadens und die Zahl der Knoten bestimmt und bei einiger Übung recht gleichmäßig wurde. Die Spule wurde dann mit ihren Enden an zwei konzentrisch ausgeschnittene

dünne Hartgummiplatten genäht, die ihrerseits wieder durch Galalithstäbe in richtigem Abstand gehalten wurden (Fig. 3).

Ist die Spule durch Muttern, die sich am Ende der Galalithstangen befinden, straff angezogen worden, so werden die Fäden an ihr erst mit Alkohol und dann mehrmals mit Bakelitlack getränkt, der nach dem Erhärten die Spule mechanisch fest macht und Wasseraufnahme durch den Faden verhindert.

Die untere Platte enthält eine kreisförmige Vertiefung von 4 cm Durchmesser, in die das Gefäß konzentrisch in Höhe des unteren Spulenendes hineinpaßt; mit 3 cm Durchmesser ist die Platte ganz durchbohrt, um die Dielektrikumsverluste herabzusetzen.

Einen vollständigen Sender zeigt Fig. 4; dabei ist *A* Mantel und Schornstein der Senderöhre, *B* Wärmeschutz um die Anodenspule, *C* Drehkondensatoren, *D* Gitterspule, *E* Hitzdrahtamperemeter, *F* Anodenbatterievoltmeter. Dahinter sieht man die Schalttafel, auf der sich die Schalter, Sicherungen und übrigen Meßinstrumente für die Sender befinden.

Maßnahmen zur Verminderung der Fehlergrenze

Die ersten Versuche mit Messing- und Bleizylinder, die durch die Wirbelströme der Abstimmungsspule eines Röhrensenders geheizt wurden, ergaben bei Wiederholung der Versuche große Abweichungen der einzelnen Meßresultate vom Mittel.

Die Temperaturabnahme geheizter Metallzylinder in Abhängigkeit von der Zeit zeigte, daß diese langsam genug vor sich geht, wenn das Metall nicht wärmer als etwa 1^0 gegen die Umgebung ist. Deshalb wurde die Heizdauer bei jedem Versuch so bemessen, daß die Erwärmung unter 1^0 blieb.

Sind nun aber die Temperaturerhöhungen des Metalls nicht mehr sehr groß gegen die Schwankungen der Außentemperatur, so wachsen dadurch wieder die Fehler. Nachdem die Spule, in der sich der Probekörper befand, mit einem doppelten Pappmantel umgeben und der Zwischenraum dieser beiden Wände lose mit Watte gestopft worden war, teilten sich $0{,}1^0$-Schwankungen der Außentemperatur dem Metall erst nach Stunden mit, so daß in der Vorperiode der Messung die Temperatur des Metalles für die mehrfache Länge der Ver-

suchsdauer auf halbe $^1/_{100}$ Grade konstant gehalten werden konnte.

Größere Schwankungen der Zimmertemperatur wies der zu den Messungen benutzte Kellerraum nicht auf; der Einfluß der Mittagssonne, der sich im Anfang bemerkbar machte, ließ sich durch Verschließen des einzigen Fensters mit mehreren Vorhängen beseitigen. Am günstigsten waren die Verhältnisse in der Nacht, in der daher auch die meisten Messungen gemacht wurden. Die Schnelligkeit und Genauigkeit der Messungen hängt von der Übung in der Konstanthaltung der Zimmertemperatur ab; es empfiehlt sich, sie etwas über der Außentemperatur zu halten, so daß man durch Ventilieren die Zimmertemperatur schnell um einige $0{,}1^0$ ändern kann.

Störend machte sich zunächst die Wärmestrahlung der Senderöhre bemerkbar, deren Kathode etwa 40 Watt Heizleistung verbrauchte. Nachdem die Röhre ebenso wie die Spule in einen doppelten Pappzylinder mit Wattezwischenfüllung gestellt worden war, der oben in einen langen Schornstein endete, ließ sich ein Einfluß dieser Wärmequelle auf die Temperatur des Metalles nicht mehr nachweisen. Der Heizwiderstand konnte deshalb nicht stören, weil er sich in einigen Metern Entfernung befand.

Die Versuche, die jetzt vorgenommen wurden, zeigten nach Abschalten des Senders bis über 1 Stunde ein Ansteigen der Temperatur des Metalles um etwa den gleichen Betrag wie den errechneten Temperaturanstieg. Dies wurde zunächst auf die in dem Spulendraht dissipierte Joulesche Wärme zurückgeführt, die nach bekannten Skineffektformeln abgeschätzt wurde. Beschickte man aber die Spulen mit Gleichstrom, dessen Betrag entsprechend der Widerstandsvermehrung durch den Skineffekt erhöht war, so konnten diese Erwärmungen nicht reproduziert werden. Es zeigte sich schließlich, daß die Störungen von der Wärme herrühren, die in dem damals noch benutzten Spulenkörper als einem unvollkommenen Dielektrikum dissipiert wird (13). Besonders unvorteilhaft erwiesen sich dabei Spulen auf Pappkörpern, einem typischen geschichteten Dielektrikum (Papier-Leim-Papier); aber auch Preßspan, Porzellan und Glas waren unbrauchbar. Es wurden die (S. 74/75) oben beschriebenen körperlosen Spulen entwickelt,

die diesen Fehler vermeiden; bei Benutzung dieser Spulen blieb die Temperatur nach Abschalten des Senders auf mindestens 15 Min. wenigstens auf 0,005° konstant; nur die ersten Sekunden stieg sie noch etwas an, indem die Wärme, die gemäß dem Skineffekt an der Oberfläche des Metallzylinders erzeugt wurde, sich erst verteilte. Die Wärmemenge, die von der Spule jetzt dem Jouleschen Gesetze entsprechend nur noch im Draht erzeugt wurde, diente dazu, den Strahlungsverlusten vorzubeugen; bei diesen Versuchen stellte sich nämlich heraus, wie man ungefähr die Windungsdichte der Spule zu wählen hat, damit die in dem Spulendraht entwickelte Wärme eine Temperatur des von dem Wattemantel begrenzten eigentlichen Meßraumes herstellt, die gerade etwa 0,1° unter der Endtemperatur des Probekörpers bleibt.

Elektrolyte mußten wegen ihrer viel schlechteren Wärmeleitfähigkeit vor jeder Thermometerablesung sorgfältig gerührt werden, da sich in der Flüssigkeit sonst leicht verschieden warme Schichten bildeten, die Fehler von mehreren $^1/_{10}$ Grad bewirkten. Vor dem Einschalten des Senders wurden Thermometer und Rührer, um das berechnete Feld nicht zu stören, aus dem Elektrolyten herausgenommen und in ein anderes Gefäß gleichen chemischen Inhaltes gebracht; dieses Gefäß wurde während des Versuches unter Umrühren in der Hand auf die Endtemperatur des Elektrolyten in der Heizspule erwärmt, die durch Vorversuch bekannt war; auf diese Weise erübrigen sich Korrektionen am Meßresultat für den Wärmetransport durch Thermometer und Rührer.

Durch Versuche war festgestellt worden, daß bei der angewandten Art des Rührens die Flüssigkeit nicht merkbar wärmer wurde. Es wurde auch darauf Rücksicht genommen, daß von der benutzten schwachen Lichtquelle nichts zu dem Elektrolyten gelangte, so daß auch Erwärmungen von dieser Seite ausgeschlossen erscheinen.

Das zur Elektrolytmessung benutzte Thermometer von A. Haak-Jena war in $^1/_{100}$ Grade geteilt und gestattete die Schätzung von 0,005°.

Das Chronometer wurde täglich mit dem Nauener Zeitsignal verglichen, um Gewißheit über die Richtigkeit der Zeitmessung zu haben.

Heizversuche mit Metallen

Versuche wurden zunächst mit Blei- und Messingzylindern angestellt, wobei die Werte für Leitfähigkeit [1]), spezifische Wärme und Dichte Tabellen entnommen wurden. Da Fischer und Wever Versuche mit niedrigeren Frequenzen schon ausgeführt hatten, wurde ein Schwingungsbereich von $7{,}5 \cdot 10^5$ bis $3 \cdot 10^6$ Hertz gewählt. Die Zylinder hatten oben eine zentrische Bohrung mit Quecksilberfüllung, in der das Thermometer auch beim Arbeiten des Senders verblieb; wegen des starken Skineffektes schien das unbedenklich.

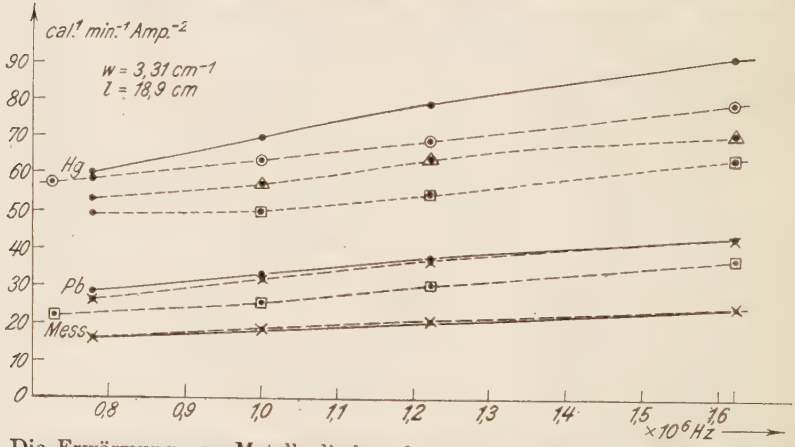
Die Frequenzen wurden durch Interferenz mit einem rückgekoppelten Siemens-Rundfunkempfänger bestimmt, der seinerseits wieder auf Rundfunkstationen abgestimmt war. Da die deutschen Stationen mit Quarzresonatoren auf Promille genau abgestimmt sind, so erschien dieses Verfahren genau genug, besonders da ja auch in diesem Argumentbereich die Frequenz nur mit ihrer Quadratwurzel in die Formel für die Erwärmung eingeht. Die Zylinder hatten 40,0 mm Durchmesser und waren der Spulenlänge entsprechend 189 mm lang. Die Heizdauer betrug etwa 1 Min., und da man beim Ein- und Ausschalten der Anodenspannung je $^1/_2$ Sek. Zeitfehler begehen kann, so erscheint bei 60 Sek. Versuchsdauer die erzielte Genauigkeit von $\pm$ 1,5 Proz. befriedigend. Die experimentell gefundenen Wärmemengen passen sich den berechneten besser an, als bei Fischer und Wever, was wohl auf die erwähnten Maßnahmen zurückzuführen ist.

Dagegen ergaben sich beim Quecksilber zunächst kleinere Werte als berechnet. Bei den Versuchen befand sich zuerst das Hg in einem Präparierglas aus 2 mm starkem Glas mit flachem Boden und einer lichten Weite von 40 mm. Es lag nun der Gedanke nahe, daß das Glas vermöge seiner hohen Dielektrizitätskonstante die Grenzbedingungen am Zylindermantel und dadurch die Stromverdrängung im Metall ändert. Versuche mit dünnerem Glas ergaben auch Resultate, die besser zu den errechneten Werten paßten, und Messungen mit Quarzgefäßen lieferten noch größere Werte.

Die Hypothese, daß diese Vermehrung des Skineffektes

1) Nur die Messingleitfähigkeit wurde gemessen und zwar zu $\varkappa_{18} = 1{,}408 \cdot 10^{-4}$ el.m. E.

von dem Argument Dielektrizitätskonstante (ε) $\times$ Wandstärke (D) abhängt, scheint richtig. Trägt man nämlich für konstante Wellenlänge als Abszisse $\varepsilon \times D$ auf, als Ordinate die erzielten Wärmemengen (Fig. 6) bzw. den Belastungswiderstand, so kann man innerhalb der Fehlergrenze für $\varepsilon \times D = 0$ auf den berechneten Wert linear extrapolieren. Als Gefäßwandstärken sind dabei Mittel aus Messungen an verschiedenen Stellen des Gefäßes eingesetzt, da Gefäße überall gleicher Wandstärke nicht zu erhalten sind; die Dielektrizitätskonstanten wurden, nachdem die Glaszylinder innen und außen mit Stanniol belegt waren,



Die Erwärmung von Metallzylindern bezogen auf 1 Min. und 1 Amp. in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Länge der Spulen betrug 18,9 cm, die Windungsdichte 3,31 cm^{-1}. Von oben nach unten folgen vier Kurven für Hg, drei für Pb, zwei für Messing.
Die Zahlenwerte für diese Figur stehen in Tab. 3.
• nach (2) berechnete Werte, × ohne Umhüllung, ⊙ in Quarz, △ in 1 mm dickem, ⊡ in 2 mm dickem Glas gemessene Werte

Fig. 5

aus der gemessenen Kapazität der beiden Belegungen zueinander berechnet.

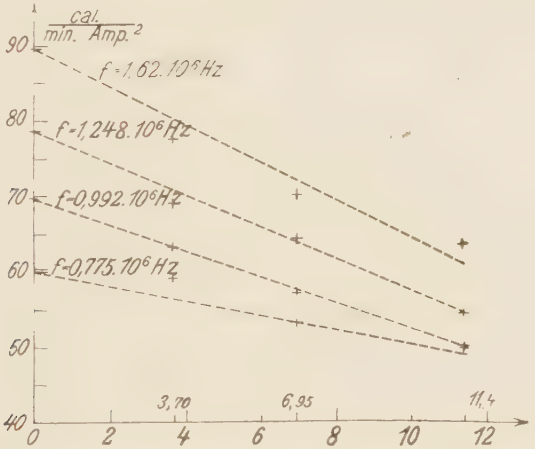
Um diese Resultate nochmals zu prüfen, wurde ein Weichbleizylinder in ein gleich langes Glasrohr eingepreßt, so daß er überall am Glas dicht anlag, und dann die Erniedrigung der Erwärmung durch die Glaswand nachgewiesen.

Man sieht in Figg. 5 und 6, die die folgende Tabelle veranschaulichen, wie tatsächlich bei den gemessenen vier Fre-

quenzen die nach Fischer und Wever mit Formel (2) berechneten und auf der Ordinate eingetragenen Werte extrapoliert werden können.

Tabelle 1

	0,774	0,775	0,992	1,248	1,620	$\times 10^6$ Hertz
Hg berechnet	—	60,48	69,84	78,37	89,28	Erzielte
Hg gemessen in Quarz	58,79	—	63,25	68,95	77,30	Wärme-
Hg gemessen in 1 mm dickem Glas		53,18	57,14	64,30	69,84	menge in
Hg gemessen in 2 mm dickem Glas	—	49,54	49,85	54,19	63,42	cal
Pb berechnet	—	28,57	33,00	37,02	42,20	$\frac{\text{cal}}{\text{min. Amp.}^2}$
Pb gemessen	—	26,25	31,83	37,59	41,07	im gesamten
Pb gemessen in 2 mm dickem Glas	22,50	—	25,00	29,99	36,97	Zylinder bei
Messing berechnet	—	16,62	19,19	21,56	24,53	$l = 18{,}9$ cm u.
Messing gemessen	—	16,18	17,45	20,14	24,30	$w = 3{,}31\ \text{cm}^{-1}$



Erwärmung in Abhängigkeit von Produkt Wandstärke × Dielektrizitätskonstante des umhüllenden Mediums. Auf der Ordinatenachse sind die nach (2) und (3) berechneten Wärmemengen eingetragen. Durch diese Punkte sind Gerade gezogen, die sich den beobachteten Punkten (+) ziemlich gut anschließen; jede Gerade entspricht einer Frequenz

Fig. 6

Aus dieser Vermehrung des Skineffektes durch Umhüllung leitender Zylinder mit Medien hoher Dielektrizitätskonstante kann man umgekehrt den Schluß ziehen, daß isolierte Drähte beim Durchfließen mit hochfrequentem Strom einen stärkeren

Skineffekt als blanke zeigen; indem man bei der induktiven Heizung die Rolle der elektrischen und magnetischen Kraftlinien vertauscht, kommt man zu dieser Lösung des inversen Problemes. Vielleicht ist die Widerstandsvermehrung, die man bisher den dielektrischen Verlusten der verschiedenen Drahtisoliermaterialien zuschrieb, lediglich auf diese Wirkung hoher Dielektrizitätskonstante zurückzuführen.

Die Punkte für Figg. 5 und 6 wurden durchschnittlich sechsmal gemessen und wenn sie an manchen Stellen vom theoretischen Wert abweichen, so ist das vielleicht auf Eigenschwingungen der Spule zurückzuführen. Nesper (17) fand, daß die Spulen für die Harmonischen der Eigenschwingung einen erhöhten Strahlungswiderstand aufweisen, ohne leider Absolutwerte anzugeben; und man darf bei der induktiven Heizung die Rückwirkung auf die Spule nicht nur als Belastung durch den eingebrachten Metallzylinder, sondern auch durch Strahlung deuten.

Die Voraussetzung der Theorie, daß die Spule sehr lang gegen den Durchmesser des zu heizenden Körpers ist, läßt sich schwer verwirklichen, und es fehlte zunächst auch jede Vorstellung über den zahlenmäßigen Einfluß der Spulenlänge; die angestellten Versuche zeigen, daß die Erwärmung bei Metallen sehr schnell mit abnehmender Spulenlänge wächst, während der Effekt für niedrigere Frequenzen und Leitvermögen umgekehrt ist. Die Versuche über den Einfluß der Spulenlänge bei Metallen wurden bis zu 100 m Wellenlänge ausgedehnt und ergaben, daß man die Erniedrigung der Erwärmung durch einen konstanten Spulenfaktor darstellen kann, wie das unten S. 84/85 für Elektrolyte genauer ausgeführt ist. Wenn die Messungen von Fischer und Wever mit den berechneten Werten leidlich übereinstimmen, so ist das vielleicht dem Umstand zu verdanken, daß der Einfluß der kurzen Spule durch den des Dielektrikums um den Metallzylinder ungefähr kompensiert wurde.

Aus diesen Versuchen wurde geschlossen, daß man aus der Theorie von Fischer und Wever die Leitfähigkeit des Probekörpers mit einer Genauigkeit berechnen kann, die für die oben erwähnten Probleme der drahtlosen Telegraphie genügt.

Verlauf einer Messung an Elektrolyten

Zunächst wird die Heizbatterie eingeschaltet, und die Anodenbatterie über das Senderohr belastet. Während man einem Thermometer im Innern der Heizspule Zeit läßt, sich auf die Lufttemperatur einzustellen, mißt man die Leitfähigkeit des Elektrolyten nach Kohlrausch bei zwei verschiedenen Temperaturen und füllt ihn dann in das Gefäß, in dem er hochfrequent gemessen werden soll. Diese niederfrequente Messung vor und nach jedem Heizversuch ist unerläßlich, weil die Elektrolyte erfahrungsgemäß schnell ihre Konzentration merklich ändern. Die Flüssigkeit wird nun durch Erwärmen in der Hand und, wenn nötig, nach vorherigem Kühlen in Wasser auf die Lufttemperatur im Wärmeschutz gebracht. Ist die Temperatur des Zimmers mehr als $^1/_{10}{}^0$ von der im Wärmeschutz verschieden, so wird auch die Zimmertemperatur einigermaßen angeglichen, damit die im Wärmeschutz konstant bleibt. Ist das Gefäß außen trocken, was zur Vermeidung etwa auftretender Verdunstungskälte nötig ist, so wird es in die Heizspule gestellt und dann Thermometer und Rührer eingetaucht. Wurden vorher schon alle etwa 3 Min. Luft- und Innentemperatur gemessen und notiert, so wird jetzt auch die Elektrolyttemperatur auf ihre Konstanz überwacht. Braucht man im Anfang oft länger als eine Stunde, bis ein Temperaturgleichgewicht eingetreten ist, so erreicht man dasselbe bei wachsender Übung oft in etwa 15 Min. Die Anodenbatterie wird dann wieder ausgeschaltet und der Kurzschluß des Anodenschwingungskreises beseitigt. Ist die Elektrolyttemperatur also etwa 10—15 Min. auf $0{,}005^0$ konstant geblieben, so wird das Hitzdraht-Amperemeter auf seinen Nullpunkt korrigiert, Thermometer und Rührer in ein anderes Gefäß gleichen chemischen Inhaltes gestellt, und der Anodenstrom unter Beobachtung des Chronometers eingeschaltet. Während der nun begonnenen Messung wird dauernd die Wellenlänge mit dem Quarzresonator beobachtet und eventuell nachgestellt. Jede Minute werden die Anodenkreisamperemeter abgelesen. Nach Beginn der Messung wird das zweite Gefäß mit Elektrolyt, Thermometer und Rührer ungefähr auf die durch Vorversuch ermittelte Endtemperatur erwärmt. Nach der vorher festgesetzten Zeit wird dann der Sender ausgeschaltet, Thermometer und Rührer nach

Notierung ihrer Temperatur schnell wieder in den erwärmten Elektrolyten gestellt und nach sorgfältigem Durchrühren jede Minute Elektrolyt-, Wärmeschutz- und Zimmertemperatur mit Zeitangabe notiert. Steigt die Temperatur des Elektrolyten nicht mehr an und liegt die des Wärmeschutzes etwas unter ihr, so wird die Messung als verwendbar angenommen. Als Anodenstrom wird bei der Auswertung das Mittel der verschiedenen Ablesungen verwendet; der Gleichstrom bzw. sein Quadrat ist praktisch konstant gegenüber der Größe des im Hitzdrahtinstrument gemessenen Stromes.

Messungen an Elektrolyten

Nach Beendigung der beschriebenen Vorversuche wurden über 200 Messungen an wäßrigen Salzlösungen vorgenommen, und zwar in Hinsicht auf das Problem der Auslöschung von elektrischen Schwingungen in Seewasser, hauptsächlich an NaCl-Lösungen verschiedener Konzentrationen, sowie an KBr- und KCl-Lösungen. Andererseits wurden als Elektrolyte mit sehr leichten bzw. sehr schweren Ionen LiCl- und $BaCl_2$-Lösungen untersucht. Alle Lösungen wurden in Glas- und Quarzgefäßen gemessen, und dabei ergab sich, wie man aus Tab. 3 ersieht, daß man für beide Gefäße innerhalb der Fehlergrenze gleiche Ergebnisse bekommt, die Gefäßwand also in diesem Bereich von Frequenz × Leitfähigkeit keinen merkbaren Einfluß auf die Ausbildung des Skineffektes besitzt.

Gleiche Elektrolyte wurden ferner in verschiedenen Spulen geheizt, teils um die Abhängigkeit der Erwärmung vom Quadrat der Windungsdichte sicherzustellen, teils um den Einfluß der Spulenlänge zu beobachten und die Methode so zu einer Absolutmessung auszugestalten, was wohl als gelungen gelten darf. Die verwendeten Spulen, sämtlich wieder von 6,3 cm Durchmesser, sind in der folgenden Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2

Spulen Nr.	Länge cm	Windungsdichte cm^{-1}	Selbstinduktion cm	Spulenfaktor
2	11,7	3,58	$6{,}36 \cdot 10^4$	0,98
3	8,5	3,55	$3{,}09 \cdot 10^4$	1,36
4	8,5	2,91	$2{,}70 \cdot 10^4$	1,36
6	8,5	1,50	$7{,}07 \cdot 10^3$	1,36
7	18,9	1,57	$1{,}80 \cdot 10^4$	1,00

Die erste Spalte gibt die Nummer der Spule an, wie man sie für jeden Versuch in Tab. 3 findet, die folgende zeigt die Länge der Spule an, die nächste die mittlere Windungsdichte. Spalte 4 gibt die Selbstinduktion an, die auf den Wellen 120,15 m und 100,82 m bestimmt wurde. Die letzte Spalte endlich enthält den experimentell bestimmten Spulenfaktor, wie man ihn aus Tab. 3 berechnet. Er ist identisch mit dem „Formfaktor" von Fischer und Wever (a. a. O. S. 160), einem nach der Annahme dieser Autoren konstanten Koeffizienten, durch den man die Diskrepanz korrigieren möchte, die zwischen der Wirksamkeit der von der Theorie geforderten sehr langen Spule und der aus praktischen Gründen verwendeten kurzen Spule zu erwarten ist. Die vorliegenden Versuche zeigen zwar, daß der Einfluß der Spulenlänge in den beiden oben durch verschiedene Approximationen für die Erwärmungsformel gekennzeichneten Argumentbereichen umgekehrt ist; andererseits aber ersieht man aus Tab. 3 (z. B. durch Division der in Tab. 3 fettgedruckten $M(R)$-Werte[1]), wobei man für verschiedene Frequenzen gleiche Quotienten = Spulenfaktoren erhält), daß für den Bereich der Elektrolyte dieser Faktor tatsächlich eine Konstante ist. Wir definieren hier den Spulenfaktor als denjenigen Faktor, mit dem man den für die Längeneinheit einer kurzen Spule gemessenen Belastungswiderstand multiplizieren muß, um den in einer sehr langen Spule gemessenen oder zu erwartenden Wert zu erhalten.

Obwohl mit Spule 2 nur relativ wenige Versuche vorliegen, darf man gemäß den angegebenen Fehlergrenzen annehmen, daß diese Spule im wesentlichen dieselben Resultate wie Nr. 7 (Tab. 2) ergibt, und da man dann durch Extrapolation zu der Annahme gelangt, daß noch längere Spulen keine anderen Werte liefern, ist der Spulenfaktor der längsten Spule gleich 1,00 gesetzt worden. Die Werte für die Spulen 3, 4 und 6 stimmen dann sehr befriedigend überein, was bei ihrer gleichen Länge dafür spricht, daß dieser Faktor tatsächlich hier nur von der Länge abhängt.

Auch wenn sich herausstellen sollte, daß dieser Spulenfaktor vom Argument Spulenlänge/Spulendurchmesser (l/D) ab-

1) Vgl. Anmerkung 1 auf S. 90.

hängt, was auf Grund der vorliegenden Versuche nicht entschieden werden kann, so sieht man doch, daß dieser Spulenfaktor sicher nicht mit dem Korrektionsfaktor von Korndörfer (19) identisch ist, der seinerseits von l/D abhängt und bei Benutzung einer elementaren Selbstinduktionsformel zur Beseitigung des Einflusses der mangelnden Spulenlänge dient. Diese Annahme der Identität wäre theoretisch recht plausibel gewesen, jedoch haben die beiden Funktionen, für l/D als Argument betrachtet, einen verschiedenen Verlauf.

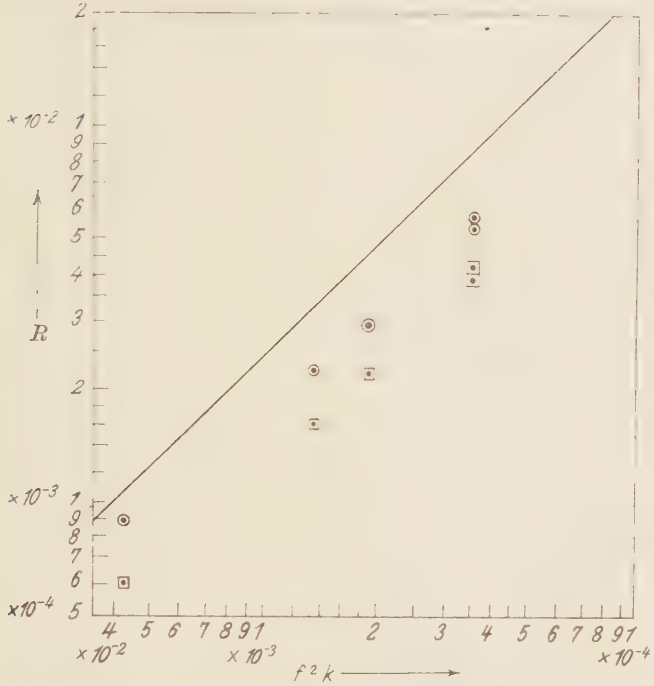
Der Grund, weshalb nur gutleitende Elektrolyte mit der längsten Spule gemessen wurden, ist der, daß durch die Wellenlänge des Senders eine obere Grenze der Selbstinduktion vorgeschrieben ist; diese muß man durch Verkürzung der Spule einhalten, denn wollte man die Selbstinduktion durch eine geringere Windungsdichte herabsetzen, so würde man bei schlechter leitenden Elektrolyten zu geringe Erwärmungen und damit zu große Fehler erhalten.

Die Gefäßradien, die in diesem Argumentbereich nach der Theorie von Fischer und Wever mit der 4. Potenz eingehen, wurden ihrer Wichtigkeit entsprechend durch Auswägen mit Wasser bestimmt; diese Methode hat außerdem noch den hier sehr wichtigen Vorzug, einen quadratischen Mittelwert der Radien zu liefern. Bei den Elektrolytmessungen wurden 3 Gefäße benutzt, die etwa 1—0,7 mm Wandstärke hatten, und zwar ein Quarzgefäß (Qa in Tab. 3) von $r_0 = 1{,}919$ cm, ein anderes (Qu) von $r_0 = 1{,}899$ cm und ein Gefäß aus Thüringer Geräteglas (Th) von $r_0 = 1{,}884$ cm.

Die Gefäße hatten in Höhe des oberen Spulenendes Marken, bis zu denen sie mit Lösung gefüllt wurden. Die genaue Einhaltung dieser Füllhöhe hat keine große Bedeutung, denn Versuche ergaben, daß ein Abweichen um einige Millimeter von der angezeichneten Marke keinen Einfluß auf die pro Längeneinheit des Zylinders reduzierte gemessene Erwärmung hatte, vielmehr die im gesamten Zylinder dissipierte Wärmemenge auch dann noch der Füllhöhe proportional ist, wenn die von der Theorie vorausgesetzte gleiche Länge von Füllhöhe und Spulenlänge nicht genau besteht.

Die Tab. 3 ist, den 4 benutzten Wellenlängen entsprechend, in 4 Teile geteilt; in jedem gibt Spalte I das Salz an, II seine

Gewichtsprozente in der Lösung, III die angenommene Dichte der Lösung, IV die eingesetzte spez. Wärme der Lösung, V die Spulennummer, VI die auf 18° C reduzierte, nach Kohlrausch gemessene Leitfähigkeit, VII das benutzte Gefäß, VIII das Argument $f^2 \cdot \varkappa$ in $\sec^{-2}$ el.m. E., wie es als Abszisse in Fig. 7a u. 7b der graphischen Darstellung von Tab. 3 aufgetragen ist. Spalte IX



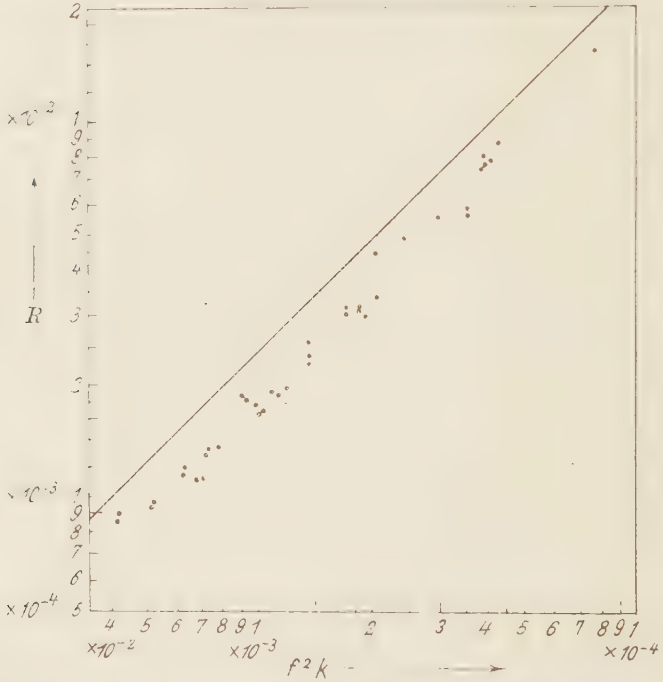
In dieser Figur sind diejenigen Beobachtungen der Tab. 3 eingetragen, die sowohl mit kurzen (⊡), als auch mit langen (⊙) Spulen erhalten wurden. Der log $f^2 \varkappa$ ist Abszisse, der log des Belastungswiderstandes R Ordinate. Die Konstanz des senkrechten Abstandes zweier zusammengehöriger Punkte ist ein Maß für die behauptete Konstanz des Spulenfaktors. Die ausgezogene Gerade entspricht den mit niederfrequenten Leitfähigkeiten berechneten R

Fig. 7a

verzeichnet den Belastungswiderstand in 10^{-4} Ohm, wie er aus den gemessenen Temperaturerhöhungen durch Multiplikation mit dem Wasserwerte des Elektrolyten und mit Maßsystemkonstanten, sowie durch Reduktion aller Variablen

auf Sekunden, Ampere, $w = 1$, $l = 1$ und 18° C aus Formel (3) berechnet wurde. Spalte X endlich gibt den Mittelwert $M(R)$ von IX an.

In Fig. 7a sind diejenigen Werte $M(R)$ der Tab. 3, die bei gleichem Elektrolyt und gleicher Frequenz mit langen und mit kurzen Spulen beobachtet wurden, eingezeichnet. Der senkrechte Abstand zweier korrespondierender Punkte ist der



In dieser Figur sind Abszisse und Ordinaten die gleichen wie in Fig. 7a; dieselben Beobachtungen mit langen Spulen sind auch unverändert eingezeichnet. Ferner sind alle mit kurzen Spulen gewonnenen Werte, wie sie in Tab. 3 enthalten sind, mit den zugehörigen Spulenfaktoren multipliziert eingetragen

Fig. 7b

log des Spulenfaktors; die Konstanz dieser Abstände also ein Maß für die des Spulenfaktors. Die ausgezogene Gerade entspricht den mit niederfrequenten Leitfähigkeiten berechneten R. In Fig. 7b sind alle Beobachtungen aus Tab. 3

Tabelle 3

1. Wellenlänge = 50,41 m; $f^2 = 3{,}542 \cdot 10^{13}\,\mathrm{Hz}^2$

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Salz	p %	s	c	Spul-Nr.	$\varkappa_{18}$	Gefäß	$\varkappa_{18} \cdot f^2$	$10^4 \cdot R$	$10^4 \cdot M(R)$
NaCl	ges.	1,2014	0,7740	6	0,2161	Th	$7{,}65 \cdot 10^3$	100,5	
..	..	..	..	..	..	..	..	96,67	
..	..	..	..	..	..	..	..	101,4	100,76
..	..	..	..	..	..	Qu	..	102,3	
..	..	..	..	..	..	..	..	101,8	
..	..	..	..	..	..	..	..	101,9	
NaCl	9,17	1,0648	0,902	6	0,1120	Th	$3{,}97 \cdot 10^3$	56,58	
..	..	..	..	..	..	..	..	56,33	55,78
..	..	..	..	..	..	..	..	54,44	
NaCl	9,13	1,0645	0,902	6	0,1116	Qu	$3{,}96 \cdot 10^3$	57,18	
..	..	..	..	..	..	..	..	56,33	56,57
..	..	..	..	..	..	..	..	56,20	
NaCl	5,10	1,0352	0,942	6	0,06826	Th	$2{,}43 \cdot 10^3$	37,27	
..	..	..	..	..	..	..	..	36,32	
..	..	..	..	..	..	..	..	33,71	
NaCl	5,08	1,0351	0,942	6	0,0680	Qu	$2{,}41 \cdot 10^3$	35,63	35,72
..	..	..	..	..	..	..	..	35,28	
..	..	..	..	..	..	..	..	35,63	
KCl	9,05	1,0576	0,889	6	0,1229	Th	$4{,}35 \cdot 10^3$	61,26	
..	..	..	..	..	..	..	..	64,37	
..	..	..	..	..	..	..	..	59,09	
..	..	..	..	..	..	..	..	60,22	61,90
KCl	8,90	1,0572	0,889	6	0,1223	Qu	$4{,}34 \cdot 10^3$	62,20	
..	..	..	..	..	..	..	..	63,21	
..	..	..	..	..	..	..	..	62,93	
KBr	8,97	1,0662	0,889	6	0,8246	Qu	$2{,}94 \cdot 10^3$	39,99	
..	..	..	..	..	..	..	..	39,02	
..	..	..	..	..	..	..	..	40,40	
KBr	8,94	1,0662	0,889	6	0,0246	Qu	$2{,}92 \cdot 10^3$	41,12	40,50
..	..	..	..	..	..	..	..	40,72	
..	..	..	..	..	..	..	..	41,72	
BaCl	7,66	1,0710	0,907	6	0,05701	Th	$2{,}02 \cdot 10^3$	34,62	
..	..	..	..	..	..	..	..	31,64	
..	..	..	..	..	..	..	..	31,70	
$BaCl_2$	7,64	1,0706	0,907	6	0,05695	Qu	$2{,}02 \cdot 10^3$	32,15	32,34
..	..	..	..	..	..	..	..	31,42	
..	..	..	..	..	..	..	..	32,51	
LiCl	8,54	1,0479	0,896	6	0,1076	Th	$3{,}82 \cdot 10^3$	53,00	
..	..	..	..	..	..	..	..	54,84	54,44
..	..	..	..	..	..	..	..	55,48	

Tabelle 3 (Fortsetzung)

1. Wellenlänge = 50,41 m; $f^2 = 3{,}542 \cdot 10^{13}\,\mathrm{Hz}^2$

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Salz	p %	ε	σ	Spul-Nr.	$\varkappa_{15}$	Ge-fäß	$\varkappa_{15} \cdot f^2$	$10^4 \cdot R$	$10^4 \cdot M(R)$
LiCl	8,50	1,0477	0,896	6	0,1072	Qu	$3{,}80 \cdot 10^3$	52,90	53,82
„	„	„	„	„	„	„	„	53,85	
„	„	„	„	„	„	„	„	53,22	

2. Wellenlänge = 74,55 m; $f^2 = 1{,}619 \cdot 10^{13}\,\mathrm{Hz}^2$

NaCl	ges.	1,2014	0,7740	7	0,2161	Th	$3{,}50 \cdot 10^3$		**57,12**
„	„	„	„	6	„	„	„		39,57
„	„	„	„	4	„	„	„		**42,07**
„	„	„	„	„	„	Qa	„		
NaCl	9,18	1,0648	0,902	4	0,1125	Th	$1{,}82 \cdot 10^3$		23,38
„	9,15	1,0648	0,902	4	0,1123	Qa	$1{,}82 \cdot 10^3$		24,65
KCl	9,15	1,0582	0,887	„	0,1245	Th	$2{,}02 \cdot 10^3$		26,10
„	„	„	„	„	„	Qa	„		26,41
KBr	9,02	1,0666	0,890	„	0,08328	Th	$1{,}35 \cdot 10^3$		17,41
„	8,90	1,0657	0,889	„	0,08209	Qa	„		18,86
$BaCl_2$	7,63	1,0706	0,907	„	0,05695	Th	$9{,}22 \cdot 10^2$		13,62
LiCl	8,14	1,0455	0,900	„	0,1037	Qa	$1{,}68 \cdot 10^3$		22,53

3. Wellenlänge = 100,82 m; $f^2 = 8{,}854 \cdot 10^2\,\mathrm{Hz}^2$

NaCl	ges.	1,2014	0,774	7	0,2161	Th	$1{,}91 \cdot 10^3$		**30,93**
„	„	„	„	4	„	„	„		**22,74**[1]
„	„	„	„	„	„	Qa	„		22,67
„	„	„	„	3	„	„	„		22,91
„	9,47	1,0665	0,900	4	0,1144	Th	$1{,}01 \cdot 10^3$		12,80
„	„	„	„	3	„	„	„		12,90
„	9,27	1,0655	0,902	4	0,1131	„	$1{,}00 \cdot 10^3$		13,28
„	9,40	1,0665	0,900	3	0,1145	Qa	$1{,}01 \cdot 10^3$		12,86
„	5,30	1,0362	0,940	„	0,07029	Th	$6{,}23 \cdot 10^2$		8,399
„	„	„	„	„	0,07029	Qa	„		8,556
KCl	9,87	1,0630	0,887	„	0,1342	Th	$1{,}19 \cdot 10^3$		12,95
„	„	„	„	„	0,1342	Qa	„		14,50
„	9,10	1,0580	0,889	4	0,1239	„	$1{,}10 \cdot 10^3$		13,73
KBr	9,02	1,0666	0,890	„	0,08328	Th	$7{,}38 \cdot 10^2$		9,547
„	8,90	1,0657	0,889	„	0,08209	Qa	$7{,}35 \cdot 10^2$		9,714
LiCl	9,12	1,0512	„	3	0,1132	Th	$1{,}00 \cdot 10^3$		12,67
„	8,54	1,0479	„	4	0,10765	Qa	$9{,}54 \cdot 10^2$		12,69

1) 30,93 : 22,74 = 1,36 = Spulenfaktor 4; bei $\lambda = 74{,}55$ m (vgl. o.) war 57,12 : 42,07 auch gleich 1,36.

Tabelle 3 (Fortsetzung)

4. Wellenlänge = 120,15 m; $f^2 = 6{,}233 \cdot 12^{12} \cdot \mathrm{Hz}^2$

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Salz	p %	s	c	Spul-Nr.	$\varkappa_{18}$	Gefäß	$\varkappa_{18} \cdot f^2$	$10^4 \cdot R$	$10^4 \cdot M(R)$
NaCl	ges.	1,2014	0,7740	2	0,2161	Th	$1{,}35 \cdot 10^3$		22,70
„	„	1,2014	0,7740	4	0,2161	„	$1{,}35 \cdot 10^3$		16,29
„	9,27	1,0655	0,902	3	0,1131	„	$7{,}04 \cdot 10^2$		8,366
„	5,30	1,0362	0,940	2	0,07029	Qa	$4{,}38 \cdot 10^2$		9,228
„	5,12	1,0353	0,942	4	0,06848	Th	$4{,}26 \cdot 10^2$		6,101
KCl	9,15	1,0582	0,889	4	0,1245	„	$7{,}76 \cdot 10^2$		10,06
„	9,10	1,0580	0,899	4	0,1239	Qa	$7{,}72 \cdot 10^2$		10,08
KBr	9,02	1,0666	0,890	4	0,08328	Th	$5{,}19 \cdot 10^2$		6,989
„	8,90	1,0657	0,889	4	0,08209	Qa	$5{,}16 \cdot 10^2$		6,840
LiCl	8,79	1,0491	0,893	3	0,10955	Th	$6{,}83 \cdot 10^2$		8,260

eingetragen, die $M(R)$-Werte der langen Spulen mit den dort angegebenen Werten, die der kurzen mit den zugehörigen Spulenfaktoren multipliziert und somit auf die theoretisch vorausgesetzte Länge reduziert. Man sieht, inwieweit diese Punkte die ausgezogene Gerade, die die nach Formel (1) und (3) berechneten Werte darstellt, erreichen.

Jedenfalls findet kein größenordnungsmäßiger Abfall der Leitfähigkeit statt, der auf die Extinktionsprobleme der drahtlosen Telegraphie, wie sie oben angedeutet wurden, einen Einfluß haben könnte; da andererseits die von Debye und Falkenhagen vorausgesagten Leitfähigkeitsänderungen der Elektrolyte in diesem Frequenzbereich infolge ihrer sehr kleinen Zahlenwerte innerhalb der Fehlergrenze liegen, so ist es wahrscheinlich, daß geringe Differenzen zwischen den berechneten und gemessenen Werten auf den Strahlungswiderstand der Spulen, wie im Abschnitt über die Theorie der induktiven Heizung angegeben, zurückzuführen sind.

Zusammenfassung

1. Die Theorie der induktiven Heizung von Fischer und Wever gibt bei der Heizung von Metallen unter den angegebenen Beschränkungen die Verhältnisse auch zahlenmäßig gut wieder.

2. Die Umhüllung des Metalles mit einem Isolator scheint eine Erhöhung des Skineffektes zu bewirken, die mit der Di-

elektrizitätskonstante und der Wandstärke dieses Mediums wächst.

Umgekehrt kann man daraus den Schluß ziehen, daß die Erhöhung des Widerstandes, den ein von hochfrequentem Strom durchflossener isolierter Draht gegenüber einem blanken aufweist, nicht durch Dielektrikumsverluste des Isoliermaterials verursacht sein muß, sondern auch von seiner hohen Dielektrizitätskonstante herrühren kann.

3. In dem Bereiche, in dem die Erwärmung eines Körpers im Hochfrequenzofen proportional seiner Leitfähigkeit ist, kann der Einfluß der Spulenlänge durch einen konstanten Faktor angegeben werden.

4. Im Bereiche der Frequenzen der drahtlosen Telegraphie tritt keine größenordnungsmäßige Änderung des elektrolytischen Leitvermögens auf, die für die Wirkungsweise der Untererd- und Unterwasserantennen von entscheidendem Einfluß sein könnte.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universität Marburg vom Sommer 1926 bis Winter 1928 ausgeführt. Hrn. Geheimrat Prof. Dr. E. Grüneisen bin ich für seine Ratschläge und seine tatkräftige Unterstützung zu großem Dank verpflichtet; ebenso Hrn. Professor Dr. F. A. Schulze für seine theoretischen Anregungen. Hr. Prof. Dr. Giebe (Berlin), Hr. Dr. Joe Engl (Berlin) und Hr. Dr. E. Rieckmann (Berlin) haben mir in liebenswürdiger Weise Auskünfte erteilt.

Literatur

1) E. Cohn, Wied. Ann. **38**. S. 121 f. 1889.

2) H. Hertz, Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft S. 121 u. S. 280. Anm. 15.

3) F. Kiebitz, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **6**. S. 567.

4) F. Ollendorff, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik 1926. S. 20.

5) A. H. Taylor, Proc. of the Inst. of Radioengineers **7**. S. 337. 1919; Radio News, S. 160. August 1928; Radio News S. 162. Juni 1926; Modern Wireless S. 41. Juli 1927; Scientific Age S. 418. 1925; Amer. Patent 1303728. Mai 1919.

6) J. A. Erskine, Ann. d. Phys. **62**. S. 454. 1897.
7) J. J. Thomson, Proc. Royal Soc. London **45**. S. 269.
8) W. Nernst, Wied. Ann. **60**. S. 612. 1879.
9) M. G. Ribaud, Journ. de Physique **4**. S. 185 u. 214. 1923; **6**. S. 295. 1925.
10) M. J. O. Strutt, Ann. d. Phys. **82**. S. 605. 1927; Arch. f. Elektrotechnik **19**. S. 424. 1928.
11) W. Fischer u. F. Wever, Mitteil. a. d. K.-W.-Inst. f. Eisenforschung, Abhandl. 69.
12) C. R. Burch u. N. Ryland Daves, Phil. Mag. [7] 1. S. 768. 1926.
13) K. W. Wagner, Ann. d. Phys. **40**. S. 817. 1913.
14) H. G. Möller, Die Elektronenröhren S. 95 u. Fig. 62. 1920.
15) P. Debye u. H. Falkenhagen, Dispersion der Leitfähigkeit und der dielektrischen Konstante starker Elektrolyte. Phys. Ztschr. **29**. S. 121 u. 401. 1928.
16) E. Alberti u. F. Zickner, Arch. f. Elektrotechn. **13**. H. 1. 1924.
17) E. Nesper, Ann. d. Phys. **15**. S. 768. 1904.
18) H. Bruuns, Messung des Widerstandes von Stromzweigen beim Durchgang von hochfrequentem Wechselstrom. Diss. Halle 1926.
19) E. Korndörfer, E. T. Z. **38**. S. 521. 1917.

Lebenslauf

Geboren wurde ich, Eduard Justi, am 30. Mai 1904 in Hongkong (China) als Sohn des prakt. Arztes Dr. Carl Justi und seiner Frau Maria geb. Külz. Ich bin preußischer Staatsangehöriger und wurde evangelisch getauft. In den Jahren 1910 und 1911 hatte ich Privatunterricht in Hongkong, 1912 besuchte ich die Vorschule in Marburg und kam 1913 auf das Sophiengymnasium in Halle a. S. 1917 bezog ich das Philippsgymnasium in Marburg, das ich im Februar 1923 mit dem Reifezeugnis verließ, um Mathematik, Physik und Geologie zu studieren. Nach drei Semestern in Marburg hörte ich ein Semester in Kiel; nachdem ich das W.-S. 1924/25 wieder in Marburg belegt hatte, bezog ich die folgenden drei Semester die Berliner Universität, die ich am Ende des S.-S. 1926 verließ, um in Marburg die vorstehenden Untersuchungen zu beginnen, die ich im Herbst 1928 abschloß. Das Rigorosum bestand ich am 23. Januar 1929. Seitdem bin ich bei der Physik.-Techn. Reichsanstalt zu Berlin angestellt.

Meine Lehrer waren:

in Marburg die Herren Professoren und Dozenten: v. Auwers, Fraenkel, Friedländer, Grüneisen, Hartmann, Hensel, Jaensch, Neumann, F. A. Schulze, Cl. Schaefer, Senftleben, Take, Wedekind, Weyrich;

in Kiel: Kossel, Martienssen, Steinitz, Zahn;

in Berlin: Byk, Einstein, Fernández, Fock, Hammerstein, Henning, Hettner, Kiebitz, Ladenburg, v. Laue, Planck, Pompeckj, Adolf Schmidt, Erhard Schmidt.